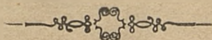
O przejściu ZMIENNYCH PRĄDÓW przez ELEKTROLITY.

Napisał

Kazimiérz Olearski.

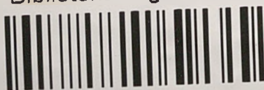


Osobne odbicie z XI T., Rozpraw Wydz. matem.-przyr. Akad. Umiej.



W KRAKOWIE,
W DRUKARNI UNIWERSYTETU JAGIELLOŃSKIEGO
pod zarządem Ignacego Stelcla.
1883.




Biblioteka Jagiellońska
1003042947

O przejściu zmiennych prądów przez elektrolity.

Napisał

Kazimiérz Olearski.

Prawo Ohma, stwierdzone tylu doświadczeniami dla metalicznych łączników, nie jest jeszcze w całéj ogólności okazaném dla elektrolitów. W przypadku prądów utrwalonych nie ulega ono i tu żadnéj wątpliwości, ale bardzo ograniczone są dotąd doświadczenia, odnoszące się do prądów szybkich, czy to zmieniających kierunek w niezmiernie małych ustępach czasu, czy téż wprawdzie jednokierunkowych ale nadzwyczaj krótkotrwałych, słowem prądów z induktoryjów albo bateryj lejdejskich. Jak wiadomo z doświadczeń Riessa [1]) w słabo przewodzących cieczach, nienależących przecież wcale do izolatorów, między śpiczastemi elektrodami, prądy tego rodzaju są zdolne dać iskry, t. j. rozbrojenie może nastąpić w sposób gwałtowny a nie przez przewodnictwo. Mogłoby to samo już nasunąć pytanie czy opór tych płynów dla prądów zmiennych nie jest niezwykle

[1]) *Über die elektrische Funkenentladung in Flüssigkeiten Pogg. Ann. B. 102.*

wielki, a doświadczenia Herwiga [1]) wskazały na pewne nieregularności, nawet kiedy nie ma iskier i kiedy prąd przepływa w sposób ciągły. Z tych poszukiwań wynika, że przynajmniéj dla cieczy tak przewodzących, jak woda destylowana lub bardzo rozwodnione rozczyny soli i kwasów, dla prądów zmiennych i bardzo silnych prawa Ohma za okazane uważać nie można, jakkolwiek nie sądzimy aby one zarazem z pewnością dowodziły zboczeń od tegoż prawa. Wchodzą tu bowiem w grę inne okoliczności niezupełnie znane, mianowicie w doświadczeniach Herwiga tak zawiłe zjawiska, jak oscylacyje elektryczne i polaryzacyja, i nie pozwalają nic stanowczego orzec z tych doświadczeń o stósowaniu się prawa Ohma do tych gwałtownych prądów w elektrolitach.

Inaczéj ma się rzecz z doświadczeniami Oberbecka [2]), robionemi rozczynem witryjolu miedziowego i kwasu siarkowego. Rozczyny te nie były bardzo rozwodnione, należały owszem do dobrze przewodzących cieczy. Przez nie przechodziły słabe prądy zmieniające kierunek kilkadziesiąt tysięcy razy na sekundę. Opór tych cieczy dał się obliczyć w sposób ścisły i dał się oddzielić od zjawisk polaryzacyi. Z tych doświadczeń wyprowadził Oberbeck ten wniosek, że opór stawiany przez ciecze prądom szybko zmieniającym kierunek zależy od szybkości tychże zmian i jest mniejszym kiedy więcéj oscylacyj przypada na sekundę, do tego stopnia, że n. p. opór witryjolu miedziowego dla prądów 24,000 razy zmieniających kierunek wynosił zaledwie $1/5$ oporu tegoż samego rozczynu dla prądów oscylujących 6,100 razy na sekundę.

---

[1]) *Durchgang starker Inductionsströme durch Flüssigkeiten Pogg. Ann. B. 159.*

[2]) *Untersuchungen über schnell wechselnde elektr. Ströme Wied Ann. B. VI.*

Mielibyśmy zatém zboczenie od prawa Ohma, ale dopiéro dla prądów tysiące razy na sekundę zmieniających kierunek, bo do powolniejszych, jak setki oscylacyj wykonywających z pewnością prawo Ohma stósować możemy. Wiémy o tém z doświadczeń Kohlrauscha, które zarazem podały najdokładniejszą metodę oznaczania oporu galwanicznego płynów. Z drugiéj strony naprowadzają pewne wnioski z elektromagnetycznéj teoryi światła [1]) na przypuszczenie, że słabe siły elektrobodźcze, zmieniające kierunek setki bilijonów razy na sekundę, nie są w stanie wzbudzić prądów w elektrolitach. Ponieważ to przypuszczenie może być prawdziwém, tém więcéj uzasadnioném jest pytanie, gdzie leży granica między znanemi prawami a temi mniemanemi nieregularnościami.

Dla bardzo zmiennych prądów pewne nieregularności nie byłyby zresztą nieprawdopodobne i bez trudności wytłumaczyćby się dały. Wiadomo, że szukano nieraz, jakkolwiek zawsze bezskutecznie, zboczeń od prawa Ohma dla prądów indukcyjnych przepływających łączniki metaliczne, w nadziei natrafienia na masę elektryczności. Gdyby w istocie elektryczność była materyją bezwładną, wprawienie jéj w ruch ze stanu spoczynku wymagałoby pracy, naturalnie niezawiśle od téj już znanéj, zależnéj od elektrodynamicznego potencyjału łącznika. Prawo Ohma doznałoby w tym razie modyfikacyi, którąby doświadczalnie mogła być sprawdzoną; elektrodynamiczny potencyjał łącznika byłby pozornie większym, niż jest w istocie. Podobnych zboczeń o wiele łatwiéj oczekiwalibyśmy dla indukcyjnych prądów w cieczach, gdzie ruch elektryczny złączony jest z ruchem materyi bezwładnéj, gdzie zatém wprawienie w ruch molekułów niezawodnie wymaga pracy. Zwłaszcza, ponieważ

---

[1]) Maxwell: *Treatise on electr. and magn. Oxford 1881, Vol. II, pag. 405.*

płyny przewodzą wyłącznie elektrolitycznie albo przynajmniéj ich przewodnictwo metaliczne jest stósunkowo bardzo małém, wpływ bezwładności molekułów na ruch elektryczny jest prawdopodobny. Ale z przyczyny tego rodzaju spodziéwać się można wcale odmiennych zboczeń, prądy szybsze o krótszym czasie oscylacyi powinny trudniéj przechodzić przez elektrolit od prądów powolniejszych. Wynik z wspomnianych doświadczeń, wyprowadzony przez Oberbecka jest wprost przeciwny.

W obec téj niepewności względem tak zasadniczego prawa nie możnaby mówić o oporze galwanicznym elektrolitów dla prądów zmiennych. Ściśle zdefinijowany, opór mierzony za pomocą prądów utrwalonych, nie dałby się stósować do prądów nagłych i krótkotrwałych. W dalszym ciągu wypadnie nam jednak wciągnąć w zakres naszego rozumowania dotyczącego właśnie takich prądów, opór cieczy w znaczeniu jego ścisłéj definicyi, uważaliśmy więc, że potrzeba nam zająć się mniemanemi zboczeniami od prawa Ohma, a niemogąc nic podać o elektrolitach słabo przewodzących, jak woda destylowana, alkohol i t. d., będziemy w stanie w pewnych granicach odpowiedzieć na pytanie co do cieczy dobrze przewodzących. Gdyby się okazało, że prądy w dobrze przewodzących płynach nie stósują się do prawa Ohma tém więcéj wolno to przypuszczać o gorzéj przewodzących, wynik przeciwny powinien ostrzegać aby zboczeniem od prawa Ohma u złych przewodników nie tłumaczyć zjawisk, mających może inną zupełnie przyczynę.

I.

Dla cieczy dobrze przewodzących nie trudno rozstrzygnąć postawione pytanie z pomocą najprostszych doświadczeń i przyrządów. Riess używał termometru elektrycznego, aby znaleść opory stawiane przez łączniki metaliczne prą-

dom rozbrajającym butelki lejdejskie. Podobnie można porównywać opór cieczy z oporem metalicznym. Zrobiłem więc kilka doświadczeń, w których wyznaczywszy poprzednie galwanometrycznie kolumnę witryjolu miedziowego, posiadającą równy opór co dany drut z nowego srébra, zamiast tego ostatniego wprowadzałem w łącznik ciecz o równym oporze dla prądów utrwalonych. Gdyby dla nagłego prądu z butelki lejdejskiéj opór cieczy był różnym od oporu drutu, odczytane przesunięcia kolumny termometrycznéj byłyby także różne.

Wyrównanie galwanometryczne oporów cieczy i drutu poprzedzało bezpośrednio doświadczenia, robione w pokoju obszernym wśród nieznacznych zmian temperatury. Stan termometru, którego kulę osłoniłem dla odwrócenia ciepła promieniującego, odczytywałem przez lunetę z odległości około 3 m. Zaznaczam jeszcze, że chociaż opory cieczy i drutu są równe, łączniki nie są identyczne, mianowicie elektrodynamiczny potencyjał łącznika jest większy kiedy płyn zastąpiony jest drutem. Różnica ta sprawia małą różnicę w rozbrojeniu bateryi, mianowicie przebieg prądu nie jest w obydwu przypadkach zupełnie jednaki, i może być powodem, że nie ta sama część naboju w obydwu przypadkach ulegnie rozbrojeniu. Przypuścimy to tém łatwiéj przy oscylacyjnym rozbrojeniu im lepiéj sobie unaocznimy, że fale elektryczne kolejno w przeciwnych kierunkach biegnące tylko wtenczas potrafią w kształcie iskry przebyć przerwę łącznika, kiedy mają jeszcze dostateczne natężenie, i że nie jest obojętném na któréj fali rozbrojenie się urywa. Aby uniknąć różnic ztąd pochodzących, dobrze jest umieścić w łączniku kilka metrów drutu miedzianego, który nie wiele dodając oporu, powiększa elektrodynamiczny potencyjał łącznika i sprawia, że różnica między potencyjałami łączników z oporem płynnym i z oporem wyłącznie metalicznym jest stósunkowo mniejszą. Rozbrojenie następowało

kolejno przez drut i przez witryjol miedziowy, zmiany położenia skazówki termometrycznéj były następujące:

Drut	roz. $CuSO_4$	Drut	roz. $CuSO_4$	Drut	roz. $CuSO_4$	Drut	roz. $CuSO_4$
51·0	51 5	48·5	48·0	50·2	49·2	51·0	50·5
47·5	49·0	48·0	49·2	50 0	50·8	48·2	51·7

Średnie: dla drutu 49·3, dla rozczynu $CuSO_4$ 50·0.

W kilku doświadczeniach użyłem rozczynu witryjolu cynkowego dającego, jak wiadomo, między amalgamowanemi elektrodami cynkowemi bardzo nieznaczną polaryzacyję. Mógłem teraz znaleść kolumnę rozczynu posiadającą równy opór co dany drut z dokładnością, niedającą się osięgnąć dla witryjolu miedziowego bez użycia elektrodynamometru. Z dziesięciu obserwacyj wypadły średnie przesunięć skazówki termometrycznéj dla drutu 68·2 dla witryjolu 67·8. Nie tylko więc nie natrafiamy na żadne nieregularności, ale pokazuje się, że można nawet z pomocą elektrycznego termometru mierzyć opory płynów dobrze przewodzących. Dla cieczy dających silną polaryzacyję może to być nieraz praktyczném, kiedy nie chodzi o wielką dokładność, lub kiedy nie ma pod ręką elektrodynamometru.

Żadnéj zatém nie ulega wątpliwości, że dla tych prądów niemniéj zmiennych co do czasowego przebiegu, jak prądy przez Oberbecka wzbudzane, opory cieczy, jak witryjol miedziowy lub cynkowy niezbyt rozwodniony, wcale się nie różnią od oporów tych cieczy dla prądów utrwalonych. Warunki doświadczenia były tak dobrane, że prądy były oscylacyjne. Pojemność bateryi rozbrajanéj wynosiła około 0·01 mikrofar., oprócz całego łącznika około 4 j. r., a potencyjał elektrodynamiczny był mniejszym od 90 $\frac{m}{sec}$, jak można było przybliżenie ocenić. Ztąd zaś wynika, że prąd zmieniał przynajmniéj milijon razy na sekundę kierunek, czas oscylacyi był około 50 razy mniejszym niż dla prądów najwięcéj

oscylacyj na sekundę robiących w doświadczeniach Oberbecka.

Prócz téj ostatniéj zaś widzimy między prądami naszémi a tamtémi tylko jednę jeszcze różnicę, tę mianowicie, że piérwsze były o wiele silniejsze, potencyjał bateryi rozpoczynający rozbrojenie był tysiące razy większym od potencyjałów, do których nabijały się kondensatory w doświadczeniach Oberbecka. Nie mogąc przypisać téj ostatniéj różnicy tak różnego zachowania się oporów cieczy, zająłem się bliższém wglądnieniem w piękne chociaż nieliczne doświadczenia Oberbecka. Na teoryję tych doświadczeń podaną przez ich autora nie mogę się zgodzić; okażę następnie, że prowadzą one do wniosków wcale odmiennych. Odsyłając co do urządzenia doświadczeń do zacytowanéj rozprawy, powiem tu w tym względzie tylko to, co koniecznie potrzebne do zrozumienia dalszego ciągu.

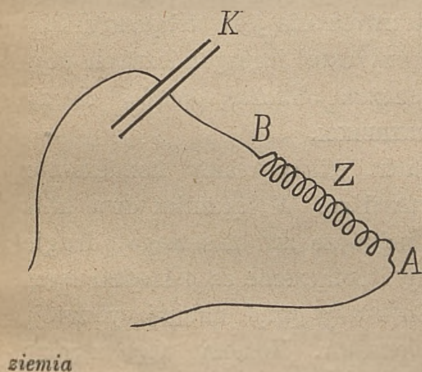


Fig. 1.

W zwoju Z, którego jeden koniec połączony z ziemią a drugi albo odosobniony albo połączony z kondensatorem K wzbudza się przez indukcyję prądy peryjodyczne nabijające kolejno dodatnio i ujemnie kondensator. Sam zwój, mianowicie sąsiednie warstwy drutu działają téż jako kondensator, tak, że oscylacyje powstają i wtedy, kiedy koniec B jest izolowany. Stósownie urządzone wahadło służy do połączenia na krótki czas kondensatora z elektrometrem w nadzwyczaj małą, zresztą dowolną chwilę po wzbudzeniu prądów. Tym sposobem daje się znaleść czas peryjodu i wielkość tłumienia

elektrycznych oscylacyj. Między końcem A zwoju umieścił Oberbeck rurkę z rozczynem witryjolu miedziowego lub kwasu siarkowego. Okazało się, że nie wpływa to na czas oscylacyi ale wywiéra wpływ na ich tłumienie.

Należy tu dobrze zważać na tę okoliczność, że przez ciecz, któréj opór ma być mierzony, przechodzą tylko prądy nabijające kondensator K. Prądy zaś nabijające sam zwój krążą w nim samym; na wewnętrznych i zewnętrznych warstwach jego drutu gromadzą się różnoimienne elektryczności, rozdział ich i ruch elektryczności odbywa się przeważnie w drucie samego zwoju. Tylko ponieważ warstwy wewnętrzne są bliższe zwoju wzbudzającego (indukującego), potencyjał końca A nie będzie ściśle równym zeru i ruch elektryczny przeniesie się w małéj części na ciecz. Nie można oznaczyć o ile ona w tym ruchu elektrycznym udział bierze i jest téż to słabą stroną i jedném ze źródeł błędów tych doświadczeń. Tłumaczą te uwagi dla czego wpływ cieczy jest mały dopóki do zwoju nie jest dołączony kondensator i dowodzą, że z przyrostu logarytmicznych ubytków w tym razie [1]) nie można obliczać oporów cieczy w sposób, jak to uczynił Oberbeck.

W tych zaś przypadkach, kiedy mamy kondensator obok zwoju, zjawisko jest zawilsze. W łączniku dwa koła dają się w myśli odróżnić, jedno ze zwoju samego, drugie obejmujące nadto opór płynny i połączenie za pośrednictwem ziemi, w piérwszém z nich krąży prąd nabijający zwój, w drugiém dołączony kondensator. Możemy więc z góry spodziéwać się interferencyj tych oscylacyj, okaże się jednak, że w warunkach doświadczeń obydwa prądy miały ten sam czas wahnienia i składały się tém samém na prąd jeden. Oznaczmy przez c_1 pojemność zwoju (jako kondensatora), przez k pojemność dołączonego kondensatora, przez w opór

---

[1]) 1 i 2 kolumna 2éj tablicy, str. 216, *l. c.*

zwoju, p jego własny potencyjał elektrodynamiczny, x opór witryjolu miedziowego, y opór kwasu siarkowego, $\tilde{\omega}_1$ potencyjał kondensatora, $\tilde{\omega}_2$ potencyjał zwoju, t. j. różnicę potencyjału na jego wewnętrznych i zewnętrznych warstwach, a otrzymamy zrównania ruchu elektrycznego o natężeniu i_1 w piérwszém kole, a i_2 w drugiém kole w kształcie:

$$(1)\ldots\begin{cases} 0=p\dfrac{di}{dt}+(w+x)i_1+p\dfrac{di_2}{dt}+wi_2+\tilde{\omega}_1+\displaystyle\int q\,i_1\,dt \\ 0=p\dfrac{di_1}{dt}+w\,i_1+p\dfrac{di_2}{dt}+w\,i_2+\tilde{\omega}_2. \end{cases}$$

Uwzględniliśmy przytém możliwość wpływu polaryzacyi elektrod (wyrazem $q\int i_1\,dt$) w sposób jak to uczynił Oberbeck; potencyjał elektrodynamiczny każdego z kół równie jak potencyjał koła piérwszego względem drugiego przyjęliśmy przybliżenie równym p. Na wyrażenie i_1 i i_2 mamy zrównania:

$$(2)\qquad i_1=k\frac{d\tilde{\omega}_1}{dt}+\frac{\tilde{\omega}_1}{\rho},\quad i_2=c_1\frac{d\tilde{\omega}_2}{dt}+\frac{\tilde{\omega}_2}{r}$$

gdzie r i ρ oznaczają bardzo znaczne opory warstw izolujących zwoju i kondensatora od $\tilde{\omega}_1$ i $\tilde{\omega}_2$ spełniają następujące zrównania w których $\frac{q}{\rho}\int\tilde{\omega}_1\,dt$ opuszczamy; (q, jak się okaże, nie jest wielkiém, zatém to uproszczenie jest dozwolone):

$$(3)\begin{cases} 0=pk\dfrac{d^2\tilde{\omega}_1}{dt^2}+\left[(w+x)k+\dfrac{p}{\rho}\right]\dfrac{d\tilde{\omega}_1}{dt}+p\,c_1\dfrac{d^2\tilde{\omega}_2}{dt^2} \\ \quad+\left[w\,c_1+\dfrac{p}{r}\right]\dfrac{d\tilde{\omega}_2}{dt}+\tilde{\omega}_1\left[1+gk+\dfrac{w+x}{\rho}\right]+\dfrac{w}{r}\tilde{\omega}_2 \\ 0=pk\dfrac{d^2\tilde{\omega}_1}{dt^2}+\left(wk+\dfrac{p}{\rho}\right)\dfrac{d\tilde{\omega}_1}{dt}+p\,c_1\dfrac{d^2\tilde{\omega}_2}{dt^2} \\ \quad+\left(w\,c_1+\dfrac{p}{r}\right)\dfrac{d\tilde{\omega}_2}{dt}+\dfrac{w}{\rho}\tilde{\omega}_1+\left(1+\dfrac{w}{r}\right)\tilde{\omega}_2. \end{cases}$$

Podstawiwszy w ostatnich zrównaniach:

$$\tilde{\omega}_1 = \Sigma A e^{\mu t} \quad \tilde{\omega}_2 = \Sigma B e^{\mu t} \qquad (I)$$

otrzymujemy dla μ:

$$0 = \begin{vmatrix} pk\mu^2 + \left[(cw+x)k + \frac{p}{\rho}\right]\mu + 1 + qk + \frac{w+x}{\rho}, & pc_1\mu^2 + \left(wc_1 + \frac{p}{r}\right)\mu + \frac{w}{r} \\ pk\mu^2 + \left[wk + \frac{p}{\rho}\right]\mu + \frac{w}{\rho}, & pc_1\mu^2 + \left(wc_1 + \frac{p}{r}\right)\mu + 1 + \frac{w}{r} \end{vmatrix}$$

albo wprowadziwszy skrócenia:

$$c_2 = c_1 + k, \quad a = 1 + qk + \frac{x}{\rho}, \quad b = 1 + \left(qk + \frac{x}{\rho}\right)\frac{c_1}{c_1 + k},$$

$$0 = pxkc_1\mu^3 + pc_2b\mu^2 + \left\{wc_2b + xk\left(1 + \frac{w}{r}\right) + \frac{p}{r}a + \frac{p}{\rho}\right\}\mu$$

$$+ \left(1 + \frac{w}{r}\right)a + \frac{w}{\rho}. \qquad (4)$$

Wystarczy zastanowić się nad znaczeniem wyrazów w spółczynnikach ostatniego zrównania, aby poznać, że spółczynnik piérwszy (przy μ^3) jest bardzo mały w obec drugiego i w obec trzeciego, a ten ostatni bardzo mały w porównaniu z ostatnim (przy μ^0). W mierze elektromagnetycznéj pojemności zwykłych kondensatorów są niezmiernie małe, co sprawia, że xk, wc_2 jest małém, r, ρ są zaś wielkie. Prowadzi to naprzód do znalezienia granic jednego piérwiastka danego zrównania i do przybliżonego obliczenia dwu drugich piérwiastków.

Piérwiastek piérwszy μ_1 jest mniejszy od $-\frac{1}{xk}$ t. j.

$$-\infty < \mu_1 < -\frac{1}{xk}.$$

Dwa drugie piérwiastki znajdziemy opuszczając w zrównaniu (4) wyraz piérwszy i wyrażając przybliżenie μ^2

z reszty zrównania. Wartość tę należy wstawić w piérwszy wyraz zrównania (4) przez co to ostatnie sprowadza się do stopnia drugiego.

Postępowanie takie jest dozwolone, ponieważ wyznaczając μ nawet ze zrównania: $pc\mu^2+1=0$, przekonywamy się za podstawieniem téj wartości do zrównauia (4) że wyrazy mnożone przez μ^3 i μ są bardzo małe w obec 1. W przybliżonéj wartości na μ^2 bierzemy zresztą za a i b jedność, od któréj się one nieznacznie różnią; $\frac{w}{r}$ i $\frac{w}{\rho}$ w obec jedności pomijamy.

Po tych uproszczeniach dochodzimy ostatecznie do związku:

$$(5)\quad \left\{\begin{aligned} 0=&\left\{pc_2 b - xk\left[wc_1+\frac{c_1}{c_2}xk+\frac{pc_1}{c_2}\left(\frac{1}{r}+\frac{1}{\rho}\right)\right]\right\}\mu^2 \\ &+\left\{wc_2 b - xk\left(1+\frac{w}{r}\right)+p\left(\frac{a}{r}+\frac{1}{\rho}\right)-xk\frac{c_1}{c_2}\right\}\mu \\ &+\left(1+\frac{w}{r}\right)a+\frac{w}{\rho}. \end{aligned}\right.$$

Potencyjał kondensatora wyraża się więc według zrównań (I)

$$(II)\qquad \omega_1 = Ae^{\frac{-\lambda t}{T}}\sin\left(\pi\frac{t}{T}+\varphi\right)+A'e^{\mu_1 t},$$

gdzie:

$$(6)\quad \left\{\begin{aligned} T&=\frac{\pi\sqrt{pc_2}\,\sqrt{D}}{\sqrt{\left(1+\frac{w}{r}\right)a+\frac{w}{\rho}}}\sqrt{1+\frac{\lambda^2}{\pi^2}}, \\ \frac{2\lambda}{T}&=\frac{1}{D}\left\{\frac{w}{p}b+\frac{x}{p}\frac{k}{c_2}+\frac{x}{p}\frac{k}{c_2}\frac{w}{r}+\left(\frac{a}{r}+\frac{1}{\rho}\right)\frac{1}{c_2}\right\} \\ D&=b-\frac{c_1 k}{c_2{}^2}\left\{\frac{x}{p}\left[wc_2+xk\right]+\frac{x}{r}+\frac{x}{\rho}\right\} \end{aligned}\right.$$

Co do zrównania (II) zaznaczamy jeszcze, że bezwzględna wartość μ_1, jak się okazuje z granic, które znaleźliśmy dla téj ilości, jest bardzo wielką względem $\frac{\lambda}{T}$, prąd więc jednokierunkowy wyrażony w zrównaniu (II) przez $A'e^{\mu_1 t}$ doznaje nierównie silniejszego tłumienia niż oscylacyje odpowiadające piérwszemu wyrazowi prawéj strony tegoż zrównania. Ztąd pochodzi, że prąd ten w niezmiernie krótkiéj chwili przebiega i niknie nie wywiérając wpływu na ilości obserwowane.

W przypadku kiedy z łącznika opór płynny usunięty:

$$(7)\quad T_0 = \pi \frac{\sqrt{p c_2}\sqrt{1+\frac{\lambda^2}{\pi^2}}}{\sqrt{1+\frac{w}{r}+\frac{w}{\rho}}}, \quad \frac{2\lambda_0}{T_0} = \frac{w}{p} + \frac{1}{c_2}\left(\frac{1}{r}+\frac{1}{\rho}\right).$$

Doświadczenia [1]) okazały naprzód, że $\left(1+\frac{\lambda^2}{c^2}\right)^{1/2}$ i $\left(1+\frac{\lambda_0^2}{\pi^2}\right)^{1/2}$ różnią się nieznacznie od jedności i jako czynniki mogą być pominięte, daléj, że $T = T_0$ t. j. dołączenie oporu płynnego nie zmienia czasu oscylacyi. Wnosimy ztąd, że wolno z dostateczném przybliżeniem założyć:

$$a = 1,\ b = 1,\ D = 1$$

co okzuje, że polaryzacyja elektrod w obec indukcyjnych sił elektrobodźczych była nieznaczną, $\frac{w}{r}$ i $\frac{w}{\rho}$ podobnie jak $\frac{x}{r}$ i $\frac{x}{\rho}$ również są bardzo małe i mogą być w powyższych wzorach opuszczone [2]).

---

[1]) *l. c.*, str. 216.

[2]) Ponieważ doświadczenia były robione zwojem używanym przez Schillera (*Experiment. Untersuch. über elektr. Schwing. Pogg. Ann. B. 152)* można, korzystając z jego

Skrócenia te upraszczają znacznie zrównania *(6)*, które zestawione z równaniami *(7)* pozwalają obliczyć $\frac{x}{p}$. Jeżeli, zachowując znak x dla oporu rozczynu witryjolu miedziowego, oznaczymy przez y opór rozczynu kwasu siarkowego, czas wahnienia odpowiedni kondensatorowi o pojemności k przez T_2, odnośne logarytmiczne ubytki α_2, β_2, γ_2 według tego czy łącznik wyłącznie metaliczny, czy też zawiéra witryjol lub kwas siarkowy, a wszystkie te ilości opatrzymy znakiem *3* dla kondensatora o pojemności k', wreszcie przez T_1 rozumiemy czas wahnienia dla samego zwoju (oznaczany piérwéj przez T_0) dojdziemy do związków:

$$(8)\quad \begin{cases} \dfrac{x}{p} = \dfrac{2(\beta_2 - \alpha_2)}{T_2}\left(\dfrac{T_2{}^2}{T_2{}^2 - T_1{}^2}\right)^2 \\[2ex] \dfrac{y}{p} = \dfrac{2(\gamma_2 - \alpha_2)}{T_2}\left(\dfrac{T_2{}^2}{T_2{}^2 - T_1{}^2}\right)^2 \end{cases}$$

i podobnych ze znakami dolnymi *3* zamiast *2*.

Wzory te dają za podstawieniem wartości [1]) dla prądu 10500 razy na sekundę zmieniającego kierunek:

$$\frac{x}{p} = 3370\,, \qquad \frac{y}{p} = 7060$$

---

oznaczenia wielkości $\frac{w}{p}$ (str. 547) i obliczając z doświadczeń Oberbecka (str. 216) $\frac{r}{p}$, $\frac{\rho}{p}$, $\frac{\rho'}{p}$ (ρ' opór szkła w drugim kondensatorze) ocenić $\frac{w}{r}$, $\frac{w}{\rho}$ i t. d. również jak $\frac{x}{r}$, $\frac{x}{\rho}$. Są one nieznaczne i na czas wahnienia nie mogły wpływać w sposób dający się doświadczalnie stwierdzić. $\frac{r}{p}$, $\frac{\rho}{p}$, $\frac{\rho'}{p}$ podał Oberbeck (str. 228) przez pomyłkę w stósunku około 1:10 za małe.

[1]) *l. c.*, str. 216.

dla prądu o 6100 wahnieniach:

$$\frac{x}{p} = 3500, \qquad \frac{y}{p} = 7090.$$

Różnica oporów kwasu siarkowego jest bardzo małą, a dla witryjolu, jakkolwiek znaczniejsza nie upoważnia do wniosku, który (z tych doświadczeń) wyciągnięto. Obliczyliśmy te doświadczenia ściśle dla tego, że są jedyne w swoim rodzaju, a pomimo przeszło 4% niezgodności piérwszéj i drugiéj wartości oporu witryjolu miedziowego, sądzimy, że wskazują metodę mierzenia oporów płynnych, któréj zaletą jest wyrugowanie wpływu polaryzacyi. Co do pytania o zachowanie się cieczy względem zmiennych prądów, zapisujemy w rezultacie tych uwag i poprzedzających doświadczeń, że opór galwaniczny elektrolitów tego rodzaju jak witryjol miedziowy, kwas siarkowy itd. nie zbyt rozcieńczony, jest ten sam dla prądów zmiennych, nawet milijon razy na sekundę zmieniających kierunek, nie chcąc bynajmniéj przesądzać czy rzecz ma się podobnie u cieczy bardzo słabo przewodzących.

II.

Przekonawszy się w rozdziale poprzedzającym, że ani nieregularności co do oporów, ani téż w ogóle zboczeń od prawa Ohma w granicach zakréślonych nie ma powodu przypuszczać, zajmiemy się zjawiskami polegającemi wprawdzie nie na oscylacyjach elektrycznych ale na prądach bardzo zmiennych co do natężenia. Ta ostatnia różnica nie jest naturalnie zasadniczą i nie przeszkadza zastósować i tu prawa Ohma.

Poprzednio podałem [1]) doświadczenia mierzące różnicę

---

[1]) O elektrycznych oscylacyjach T. VII Pamiętn. Akad. Um. w Krakowie.

potencyjału w dwu miejscach łącznika, przez który przepływał prąd rozbrajający bateryję lejdejską. Podobne do nich są te, z których tym razem krótką zdam sprawę. W łączniku znajdowały się i w tym przypadku dwa mikrometry do mierzenia dalekości bicia iskier; kule drugiego mają także łącznik uboczny. Ale, kiedy w doświadczeniach piérwéj opisanych łącznik był metaliczny, zawiérał on w zajmujących nas obecnie doświadczeniach płynne opory stósunkowo znaczne, jeden między mikrometrami, drugi w łączniku mię-

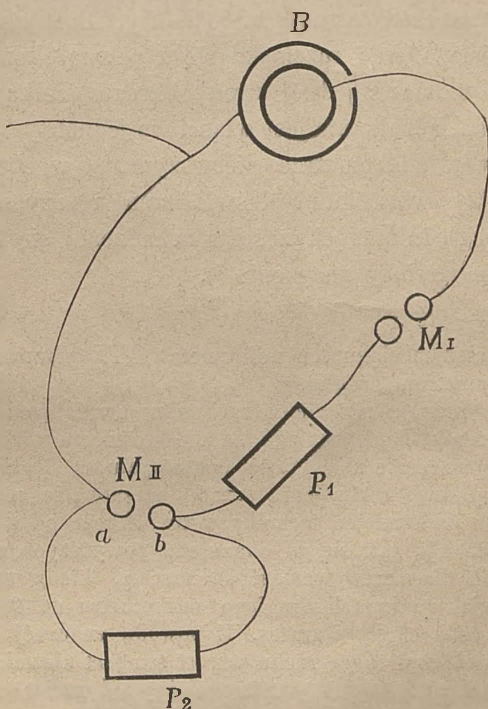


Fig. 2.

dzy kulami drugiego mikrometru. Figura 2 objaśnia urządzenie doświadczeń. *B* oznacza bateryję lejdejską, któréj zewnętrzna okładka stale była odprowadzoną do ziemi,

MI, *MII* oznaczają mikrometry P_1, P_2 opory płynne. Bateryję nabijałem machiną Van Maruma, kiedy potencyjał na jéj okładce wewnętrznéj osięgnął dostateczną wielkość, następowało rozbrojenie; zależało następnie od wielkości oporów, czy pokazywała się iskra między kulami *a*, *b* drugiego mikrometru [1]. Podobnie, jak uczyniliśmy w poprzednim przypadku dla łącznika metalicznego, wyprowadzimy z teoryi rozbrojenia bateryi lejdejskiéj i dla warunków obecnie nas zajmującego zadania, wyrażenie na różnicę potencyjału kul *a* i *b*. Zrobimy przytém niektóre ułatwiające przypuszczenia; uważamy naprzód łącznik za jednolity. Pomijamy daléj tę okoliczność, że prąd rozchodzi się z pewną skończoną chyżością; jest ona z jednéj strony bardzo wielką, z drugiéj strony nasz łącznik nie jest właściwie jednolity i jest nawet przerwany w mikrometrze piérwszym, a w obec tych różnic między warunkami doświadczeń i przypuszczeniami teoryi uwzględnianie chyżości rozchodzenia się fal elektrycznych nie miałoby znaczenia [2].

---

[1]) W dalszym ciągu ten mikrometr (*MII*) nazywamy zawsze mikrometrem drugim.

[2]) Tego rodzaju ułatwienie rachunku uważające chyżość rozchodzenia elektryczności za nieskończenie wielką, zawiéra przypuszczenie nieciągłości potencyjału na łączniku w chwili początkowéj rozbrojenia $t = 0$, mianowicie różnica potencyjału dwu miejsc łącznika, *v* np. skacze od *0* do wartości skończonéj, jak się to okazuje z powyższych zrównań dających dla $t = 0$ wartość skończoną, kiedy w istocie potencyjał na kulach drugiego mikrometru od *0* (dla $t = 0$) w sposób ciągły wzrasta. Z powodu znacznéj bardzo chyżości elektrycznego ruchu wzrost ten jest niezmiernie prędki, ale téż niezawodnie bardzo zależny od ruchu elektrycznego w przerwie łącznika między kulami mikrometru piérwszego czyli od nieznanego dotąd prawie zupełnie mechanizmu iskry. Podobnie ma się rzecz co do naszych rozumowań w przypadku oscylacyj elektrycznych. (O elektrycznych oscyl. *l. c.*).

Łącznik między kulami a i b nazywamy kołem wspólném, przez koło całe rozumiemy cały okrąg przewodzący między okładkami bateryi (a zatém wraz z kołem wspólném).

C, V, I, W, P oznaczają pojemność i potencyjał bateryi, natężenie prądu, opór i potencyjał elektrodynamiczny koła całego, podobne znaczenie mają i, w, p dla koła wspólnego, wreszcie c jest pojemnością kul mikrometru pojętych jako kondensator, v ich potencyjałem.

Zważając że:

$$I = -C\frac{dV}{dt} \qquad i = -c\frac{dv}{dt}$$

i myśląc sobie w kole wspólném te dwa prądy obok siebie otrzymujemy zrównania ruchu elektrycznego:

$$(a) \quad \begin{cases} V + WC\dfrac{dV}{dt} + PC\dfrac{d^2V}{dt^2} + wc\dfrac{dv}{dt} + pc\dfrac{d^2v}{dt^2} = 0 \\ v + wC\dfrac{dV}{dt} + pC\dfrac{d^2V}{dt^2} + wc\dfrac{dv}{dt} + pc\dfrac{d^2v}{dt^2} = 0 \end{cases}$$

w których opuścimy wyrazy zawiérające c (bardzo małą pojemność) jako czynnik. Po prostém przerobieniu otrzymujemy:

$$(b) \qquad v = \frac{p}{P}V - \left(\frac{w}{W} - \frac{p}{P}\right) WC\frac{dV}{dt}.$$

Warunek największości potencyjału v od któréj zależy doniosłość iskry w drugim mikrometrze, t. j. $\frac{dv}{dt} = 0$ daje z uwzględnieniem zrównań (a)

$$(c) \qquad 0 = pP\frac{dV}{dt} + (wP - Wp)\left(V + WC\frac{dV}{dt}\right).$$

Ostatnie zrównanie skombinowane z równaniem (b) prowadzi do związku:

$$(d) \qquad max.\, v = \frac{w}{W}V + \frac{p}{W}\frac{dV}{dt}.$$

V znajduje się wiadomym sposobem ze zrównań (a) i z warunków granicznych. Jest mianowicie:

$$V = A_1 e^{\nu_1 t} + A_2 e^{\nu_1 t}, \quad \frac{dV}{dt} = -\frac{V_0 \nu_1 \nu_2}{2\nu}\left(e^{\nu_1 t} - e^{\nu_1 t}\right),$$

gdzie:

$$A_1 = \frac{1}{2} V_0 \left(1 + \frac{W}{2P\nu}\right), \quad \nu_1 = \nu - \frac{W}{2P}$$

$$\nu = \sqrt{\frac{W^2}{4P^2} - \frac{1}{PC}},$$

$$A_2 = \frac{1}{2} V_0 \left(1 - \frac{W}{2P\nu}\right), \quad \nu_2 = -\nu - \frac{W}{2P}.$$

Ograniczamy się następnie do tego przypadku, kiedy W jest tak wielkiém a P tak małém, że $\frac{4P}{W^2C}$ jest bardzo małą ilością, któréj piérwszą tylko potęgę zatrzymujemy a wyższe pomijamy. Ztąd

$$\nu = \frac{W}{2P} - \frac{1}{WC}\left(1 - \frac{P}{W^2C}\right),$$

$$\left.\begin{aligned} V &= V_0 \left\{ \left(1 + \frac{P}{W^2C}\right) e^{-\frac{1}{CW}\left(1 - \frac{P}{W^2C}\right)t} - \frac{P}{W^2C} e^{-\frac{W}{P}\left(1 - \frac{P}{W^2C}\right)t} \right\} \\ \frac{dV}{dt} &= -\frac{1}{WC}\left(1 + \frac{2P}{W^2C}\right)\left\{ e^{-\frac{1}{CW}\left(1 - \frac{P}{W^2C}\right)t} - e^{-\frac{W}{P}\left(1 - \frac{P}{W^2C}\right)t} \right\} \end{aligned}\right\} \quad (e)$$

W zrównaniu (d) należy podstawić otrzymane na

V i $\frac{dV}{dt}$ wyrażenia a następnie wyznaczyć t z warunku (c). Wykonanie działań prowadzi do następującéj wartości dla t:

$$t = \frac{P}{W}\left(1 + \frac{2P}{W^2C}\right) lg\left(\frac{W^2C}{P}\left\{\left(1 - \frac{pW}{wP}\right)\left(1 + \frac{P}{W^2C}\right) - \frac{pW}{wP}\left(1 - \frac{2pW}{wP}\right)\frac{P}{W^2C}\right\}\right)$$

którą w ogólności, ponieważ $\frac{P}{W^2C}$ jest małém według przypuszczenia, wolno pisać:

$$(f) \qquad t = \frac{P}{W} lg\left[\frac{W^2C}{P}\left(1 - \frac{pW}{wP}\right)\right].$$

Kiedy $wP - Wp < 0$, v ma największą wartość dla $t = 0$, późniéj ciągle maleje. Nie potrzeba jednak odróżniać przypadków $wP - Wp \lesseqgtr 0$, gdyż za podstawieniem odpowiednich wartości do zrównania (d) przekonywamy się że:

$$(g) \qquad max. v = \frac{w}{W} V_0$$

z pominięciem bardzo małych ilości i zupełnie niezawiśle czy $Wp - wP \gtrless 0$. Pochodzi to ztąd, że dla $wP - Wp > 0$ otrzymujemy właściwie:

$$(h) \qquad max. v = \frac{w}{W} V_0 \left\{\frac{P}{W^2C}\left(\frac{wP}{wP - pW}\right)\right\}^{\frac{P}{W^2C}}$$

którato ostatnia ilość dla niknącego $\frac{P}{W^2C}$ dąży do $\frac{w}{W} V_0$.

Przeciwnie ma się rzecz gdy $\frac{P}{W^2C}$ nie jest małém, kiedy też zarazem do prostych wyników w ogóle przyjść nie można.

Od wyrażonego wzorem *(g) max.* potencyjału zależy bezpośrednio donioslość iskry w drugim mikrometrze. Urządzenie i wykonanie doświadczeń [1]), mających okazać o ile podana analiza odpowiada zjawiskom, było podobne do opisanego poprzednio w przypadku oscylacyj elektrycznych. Odnosi się to zarazem do poprawek, które trzeba było zrobić z powodu, że donioslość iskier nie bywa ściśle proporcyjonalną do różnicy potencyjału na kulach mikrometru.

Co do proporcyjonalności długości [2]) iskier w piérwszym i drugim mikrometrze, wskazanéj wzorem *(g)*, przytaczam parę doświadczeń w których rozbrajana bateryja miała pojemność 166.10^{-4} mikrofar., opory kół wspólnego i całego były dobrane w stósunku 5 : 8.

Tab. 1.

Doniosłość iskry w piérw. mikrom.	Doniosł. iskry w 2 mikr. Obserw.	Obliczon.
6·77 mm.	5·25 [3]) mm.	
4·52 „	3·48 „	3·50 mm.
3·40 „	2·70 „	2·63 „
2·26 „	1·80 „	1·75 „

Według wzoru naszego nie zależy daléj długość iskry od pojemności bateryi; w istocie zmniejszenie téjże do 69.10^{-4} mikrofar. w tym względzie żadnéj różnicy nie sprawiło.

---

[1]) Doświadczenia te wykonałem już przed dłuższym czasem w Instytucie fizycznym w Berlinie pod kierunkiem Prof. Helmholtza.

[2]) Nie potrzebuję prawie dodawać, że tylko dla skrócenia używam wyrażenia „długość iskry“ w znaczeniu największéj długości iskry czyli dalekości bicia iskier.

[3]) Oznaczałem dla długości iskry granice różniące się o 0·05 w niektórych razach o 0·1 mm., średnią z nich przyjmowałem za doniosłość iskry i uwzględniałem poprawkę wziętą względem téj długości iskry, podług któréj są obrachowane „długości obliczone“ a zatém w obecnym przykładzie względem 5·25.

Nawet kiedy z mikrometrem drugim połączony jest kondensator długości iskier są proporcyjonalne; dołączyliśmy n. p. butelkę o pojemności $32 \cdot 10^{-5}$ mikrof., w warunkach powyższych odpowiadały wtedy:

długości iskry w 1 mikrom. 6·77 mm., iskra długa 4·05 mm. w 2 mikr.
„ „ 2·26 „ „ 1·25 „

Znaczniejszą różnicę między obserwowaną a obliczoną długością iskry otrzymałem, gdy cały opór płynny umieściłem w kole wspólném, tj. kiedy po za kołem wspólném znajdowały się tylko druty o nieznacznym stósunkowo oporze. Zostawiwszy mikrometr drugi w połączeniu z butelką o podanéj pojemności znalazłem:

Dł. iskry w 1 m.	Obserw. dł. w 2 m.	Obl. dł. iskry w 2 m.
6·77 mm.	11·03 mm.	
2·26 „	4·40 „	3·67 mm.

Odpowiednio zaś odłączywszy butelkę od drugiego mikrom.

6·77 mm.	10·3 mm.	
2·26 „	3·85 „	3·43 mm.

W przytoczonych dotąd doświadczeniach elektrolitem była woda destylowana.

Chcąc zobaczyć, jak zależy długość iskry od oporów koła wspólnego i całego, umieściłem w łączniku dwie wanienki z rozwodnionym rozczynem witryjolu zynkowego (50 $cm.^3$ nasyconego rozczynu na litr wody destylowanéj). Naczynia te, jedno w kole wspólném, drugie w reszcie łącznika między piérwszym i drugim mikrometrem, były tak napełnione, że równéj odległości między elektrodami (z amalgamowanego zynku) [1]) w piérwszém i drugiém naczyniu odpowiadały kolumny witryjolu o jednakim oporze. Zbliżenie elektrod w kole wspólném i równoczesne oddalenie o ten

[1]) Używałem elektrod tak szérokich aby je tylko można wygodnie poruszać w wanienkach. Ich powiérzchnia zanurzona wynosiła kilkanaście lub kilkadziesiąt $cm.^2$.

sam odstęp w drugiéj wanience, zmniejszało tylko opór koła wspólnego, nie zmieniając oporu koła całego. Tym sposobem w doświadczeniach objętych jedną tablicą posiada W zawsze tę samę wielkość. Długość iskry w piérwszym mikrometrze we wszystkich w dalszym ciągu podanych doświadczeniach wynosiła 6·77 mm.

Tab. 2.

	Długość iskry w 2 mikr. Obserw.	Oblicz.
$w = W$	4·97 mm.	
$w = \frac{7}{8} W$	4·25 „	4·34 mm.
$w = \frac{1}{2} W$	2·43 „	2·48 „
$w = \frac{1}{8} W$	0·52 „	0·62. „

Pojemność bateryi była tu jak poprzednio $166 \cdot 10^{-4}$ mikrof. Opór W wynosił 157 j. r., prócz tego znajdowało się w kole wspólném 37 cm. drutu służącego do połączeń, o promieniu 0·4 mm., w reszcie łącznika 2,5 m. takiegoż drutu i 13,3 m. grubszego o promieniu 0·75 mm. Z tych danych można ocenić elektrodynamiczny potencyjał łącznika i przybliżenie obliczyć $\frac{P}{W^2 C}$. Okazuje się, że:

$$\frac{10 \cdot 5}{120} < \frac{P}{W^2 C} < \frac{11 \cdot 5}{120}.$$

Pomimo że $\frac{P}{C W^2}$ nie jest bardzo małém, sprawdza się proporcyjonalność do oporu koła wspólnego. Długości iskier są zresztą w pewnym, od w niezależnym stósunku, mniejsze niż je podaje wzór (g). Pochodzić to może ztąd, że nie wszystkie przypuszczenia teoretyczne odpowiadają ściśle rzeczywistości, łącznik jest przerwany w mikrometrze piérwszym, a może

też, że $\frac{P}{W^2C}$ nie jest bardzo małém. Przyjmując $\frac{P}{WC^2}$ $= \frac{1}{11}$ znajdujemy:

$$\left(\frac{P}{CW^2}\,\frac{wP}{wP-Wp}\right)^{\frac{P}{CW^2}} = \frac{4}{5}.$$

Wypadałaby zatém według wzoru (h) dla $w=W$ donosłość iskry 5·4 mm. kiedy w istocie wynosi blisko 5 mm.

Kiedy $\frac{P}{CW^2}$ jest jeszcze większém niż w podanym przykładzie, różnica między obserwowana a obliczoną nawet wzorem (h) największością potencyjału v jest jeszcze większą. Dla $w=W=118$ *j. r.*, $\frac{P}{CW^2}=\frac{1}{6}$, daje wzór (7) długość iskry 5·1 mm., kiedy obserwawana wynosiła przeszło 4·4 mm. Już z tych względów interesujące były doświadczenia tém tylko różniące się od poprzedzających, że witryjol zynkowy był 10 razy więcéj rozwodniony (około 4 cm.^{3} nasyconego rozczynu $ZnSO_4$ na litr wody destylowanéj) i w ogóle opory były znacznie większe. W całym łączniku opór wynosił 1260 j. r., zresztą warunki jak poprzednio.

Tab. 3.

	Długość iskry w 2 mikr. Obserw.	Oblicz.
$w=W$	6·73 mm.	
$w=\frac{5}{8}W$	4·26 „	4·20 mm.
$w=\frac{1}{2}W$	3·45 „	3·37 „
$w=\frac{1}{8}W$	0·90 „	0 84 „

W tym przypadku nietylko *max.v* jest proporcyjonalném do w, ale zdaje się zupełnie odpowiadać wzorowi (g). Tymczasem potrzeba było tylko zmienić urządzenie łącznika, aby się przekonać, że, chociaż W pozostaje niezmienném, samo różne urządzenie łącznika na długość iskry znacznie wpływa. Przemieniłem łączniki prowadzące od mikrometru drugiego do okładki bateryi; drutem łączącym piérwéj mikrometr drugi z zewnętrzną okładką bateryi połączyłem teraz zewnętrzną okładkę i odwrotnie. Drut prowadzący piérwéj od mikrometru drugiego do wewnętrznéj okładki był dłuższym; mikrometr piérwszy znajdował się zawsze przy wewnętrznéj okładce. Z tą zmianą otrzymałem:

Tab. 4.

	Długość iskry w mikr. 2.	
	Obserw.	Oblicz.
$w = W$	5·52 mm.	
$w = \frac{1}{2} W$	2·38 „	2·76 mm.
$w = \frac{3}{16} W$	0·93 „	1·02. „

Poucza ten przykład, że z jednéj strony proporcyjonalność *max.v* do w i w tych warunkach się sprawdza, z drugiéj strony iskry są znacznie krótsze niż gdyby się wzór (g) w zupełności stósował. Sądzę, że ta ostatnia niezgodność ztąd pochodzi, że nasz łącznik nie jest jednolity ale złożony z cieczy i metalu a nadto przerwany. Ta przerwa stawiając prawdopodobnie w piérwszéj chwili rozbrojenia znaczny opór, może wiele wpływać na przebieg prądu. Niejednolity skład łącznika jest zarazem przyczyną innego ciekawego zjawiska. Przyłączenie kondensatora do kul mikrometru drugiego w ogóle długość iskier skraca, w pewnych jednakże warunkach bardzo widocznie ją powiększa. I tak, gdy

pojemność dołączonego kondensatora wynosiła $32 \cdot 10^{-5}$ mikr., wśród warunków zresztą zupełnie podobnych, jak w doświadczeniach objętych Tab. 3 znałazłem:

Tab. 5.

dla	$w = W$	długość iskry 9·6 mm.,	bez kond. 6·7 mm.
„	$w = \frac{13}{16} W$ „	„ 6·2 „	„ 5·7 „
„	$w = \frac{5}{8} W$ „	„ 4·3 „	„ 4·3 „
„	$w = \frac{3}{8} W$ „	„ 2·3 „	„ 2·5 „
„	$w = \frac{1}{4} W$ „	„ 1·3 „	„ 1·7 „

Z początku, kiedy cały opór płynny znajdował się w kole wspólném, kondensator znacznie powiększył doniosłość iskry; w miarę im opór koła wspólnego był mniejszy, a zatém też opór w reszcie łącznika większy, wpływ kondensatora był najpiérw nieznaczniejszym, nareszcie objawił się przeciwnie zmniejszeniem dalekości bicia iskier. Podobnie rzecz się ma wśród urządzenia doświadczeń odpowiadającego Tab. 4, gdzie dla $w = W$ długość iskry wzrosła od 5·5 do 9·5 mm. po przyłączeniu tegoż samego co poprzednio kondensatora do kul mikrometru drugiego. Kiedy opór koła wspólnego wynosił połowę oporu całego łącznika $\left(\text{zatém } w = \frac{1}{2} W\right)$, bez kondensatora iskra dochodziła do 2·38 mm., następnie zniżały ją stopniowo kondensatory:

o pojem. $3{\cdot}3 \cdot 10^{-5}$ m. f. do 2.30 mm.		o pojem. $7{\cdot}5 \cdot 10^{-5}$ m. f. do 1·98 mm.
„ $4{\cdot}1 \cdot 10^{-5}$ „ „ 2·20 „		„ $12{\cdot}8 \cdot 10^{-5}$ „ „ 1·82 „
„ $4{\cdot}7 \cdot 10^{-5}$ „ „ 2·15 „		„ $32 \cdot 10^{-5}$ „ „ 1·6 „
„ $5{\cdot}5 \cdot 10^{-5}$ „ „ 2·08 „		

Nie zadziwia nas wcale to obniżenie potencyjału sprawione przez kondensator; tłómaczy się owszem łatwo z uwagi,

że z jednéj strony elektryczność, znajdując pomieszczenie w kondensatorze, osięga mniejszy potencyjał, z drugiéj strony sądzić trzeba, że iskra w tym razie przychodzi do skutku w chwili późniejszéj niż bez kondensatora a zatém tłumienie fali elektrycznéj także znaczniejszy wpływ wywrzeć może. Natomiast powiększenie doniosłości iskry, tak znaczne gdy łącznik poza kołem wspólném składa się z samych drutów, jest więcéj niespodziéwane. Bliską analogiję ma to zjawisko w odpowiedniém, dostrzeżoném już dla metalicznych łączników [1]. Tam polega skutek kondensatora na interferencyjach oscylacyj, jednéj przebiegającéj koło całe, drugiéj koło wspólne. W warunkach naszych obecnych doświadczeń, z powodu znacznego oporu elektrolitu, o oscylacyjach w kole wspólném, podobnie jak w kole całém zbiorowo uważaném, nie ma mowy. Ale łatwo pojąć, że jeżeli oscylacyje odbywają się w pojedyńczych metalicznych częściach łącznika, między kondensatorem a bateryją, sprawią powiększenie potencyjału na płytach kondensatora i na połączonym z tymże mikrometrze drugim. Pomyślmy sobie elektryczność dodatnią z wewnętrznéj, a ujemną z zewnętrznéj okładki odpływające do kondensatora; równocześnie spływają one w części z tegoż ostatniego przez elektrolit, w chwili jednak kiedy prąd w częściach łącznika między bateryją a kondensatorem maleje, siła elektrobodźcza indukcyi prowadzi elektryczność do kondensatora nawet gdy różnica potencyjałów na płytach kondensatora i okładkach baterył sama przez się sprawiałaby przeciwny ruch elektryczny. Tłómaczy to z jednéj strony, że potencyjał kondensatora może przewyższyć potencyjał bateryi, z drugiéj strony pewny ztąd wniosek, że, jeżeli rozbrojenie kondensatora przez mikrometr drugi nie nastąpi, w następnéj chwili mamy przelewanie elektryczności napowrót do ba-

[1]) O elektrycznych oscylacyjach rozdz. II.

teryi. Takie pewnego rodzaju zatamowanie elektryczności przez elektrolit, tłómaczące się jednak zupełnie zadawalniająco poprzedzającemi uwagami, napotkaliśmy, nie dołączając nawet kondensatora do mikrometru drugiego, w tym razie kiedy elektrolit jeszcze słabiéj niż poprzednio przewodził. Zamiast rozwodnionego witryjolu zynkowego wzięliśmy wodę destylowaną, opór całego łącznika wynosił około 73.000 j. r., zresztą warunki doświadczenia odpowiadały Tab. 3. Otrzymaliśmy w tym razie umieszczając cały opór płynny w kole wspólném tak długie iskry jak poprzednio tylko z pomocą kondensatora:

Tab. 6.

	Długość iskry Obs.	Obl.		Długość iskry Obs.	Obl.
$w = W$	9·7 mm.	8·0 mm.	$w = \frac{3}{8} W$	2·95 mm	3·00 mm.
$w = \frac{13}{16} W$	6·83 „	6·5 „	$w = \frac{1}{4} W$	2·05 „	2·00 „
$w = \frac{5}{8} W$	4·80 „	5·0 „	$w = \frac{5}{32} W$	1·25	

Dowodzi ten przykład naprzód, że i w tym przypadku, wśród równych zresztą warunków długość iskry jest proporcyjonalną do oporu w, jednakże wtedy tylko, kiedy opór poza kołem wspólném nie jest małą częścią oporu całego.

Wpływ kondensatora (o pojem. $32 \cdot 10^{-5}$ m. f.) był podobny do opisanego powyżéj dla witryjolu zynkowego, powiększał on mianowicie długość iskry do 11·0 mm. kiedy $w = W$, zmniejszał ją zaś bardzo znacznie, gdy $w = \frac{5}{8} W$ i $w = \frac{3}{8} W$, w piérwszym razie do 1·5 mm., w drugim do 0·58 mm.

Wypada jeszcze podnieść, że, kiedy w kole wspólném znajduje się bardzo wielki opór cieczy źle przewodzącéj, jak poprzednio woda destylowana, reszta zaś łącznika jest metaliczna i posiada opór nieznaczny, dalsze powiększenie oporu koła wspólnego wpływa nieznacznie na długość iskry. Wśród urządzenia łącznika w tém tylko różnego od poprzedzającego, że drut po za kołem wspólném był o *3* m. krótszy, a opór koła wspólnego $w = W = 51000$ j. r. długość iskier wynosiła 9·3 mm., po odłączeniu zaś elektrolitu od mikrometru drugiego, co właściwie odpowiada $w = \infty$, dochodziła 9·4 mm.

Z tych wszystkich doświadczeń okazuje się, jak dla niejednorodnych łączników jest zjawisko zawiłém i zależy nie tylko od głównego prądu przepływającego elektrolit, ale od oscylacyj na pojedyńczych częściach łącznika. Ma to szczególne znaczenie dla praktycznych wyników z naszych doświadczeń. Nasuwa się sama ta myśl, że na związku zachodzącym między długością iskry a oporem koła wspólnego można oprzéć metodę oznaczania albo raczéj porównywania oporów galwanicznych elektrolitów [1]). Sądzimy, że jest to możebném i metoda taka wydaje nam się pożyteczną; wolną jest od wpływu polaryzacyi, niknąco małéj w obec sił elektrobodźczych, które tu na prąd wpływają i daje się zastósować do cieczy tak źle przewodzących jak woda destylowana lub rozczyny niezmiernie rozwodnione, t. j. tam, gdzie inne metody tracą na dokładności i łatwości. Byłoby korzystniéj zamiast mikrometru z kulami o promieniu równym 1 cm. (co było powodem żeśmy musieli uwzględniać poprawki dające się tylko w piérwszém przybliżeniu znaleść butelką Lanégo), użyć powiérzchni płaskich lub

---

[1]) Podobną metodą porównał cyfry niektórych cieczy Oberbeck *(Pogg. Ann. B. 155. 1875)*. Sądzę jednak, że sposób, który podaję, dałby rezultaty pewniejsze.

/abo kulistych. Dokładność oznaczeń dałaby się prawdopodobnie dość daleko posunąć. Z podanych powyżéj doświadczeń okazuje się, że urządzenie łącznika w ten sposób, iż cały opór płynny znajduje się w kole wspólném nie daje gwarancyi pewności; natomiast stósowne rozdzielenie oporu na koło wspólne i resztę łącznika uchyla przeszkadzający wpływ oscylacyj. Najodpowiedniéj byłoby wybiérać do porównania ciecze nieróżniące się bardzo znacznie co do przewodnictwa i umieszczając jednę z nich w kole wspólném, drugą po za niém, wyrównać z grubsza ich opory, następnie z długości iskier otrzymanych, kiedy piérwsza i kiedy druga znajduje się w kole wspólném, stósunek oporów dokładniéj oznaczyć.